



TITLE:

氣體爆轟波の傳播に就て

AUTHOR(S):

後藤, 廉平

---

CITATION:

後藤, 廉平. 氣體爆轟波の傳播に就て. 物理化學の進歩 1939, 13(6): 211-226

ISSUE DATE:

1939-12-31

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/46207>

RIGHT:

# 氣體爆轟波の傳播に就て

後 藤 廉 平

〔I〕 緒 言

〔I〕 爆轟波傳播の理論

〔II〕 爆轟波傳播速度の測定

〔A〕 電氣的測定

〔B〕 寫眞法

(i) 廻轉鏡法

(ii) 廻轉フィルム—シュリーレン法

〔IV〕 結 語

## 〔I〕 緒 言

長い圓管中に可燃性の氣體と空氣或は酸素の混合體を入れ、その一部に電氣火花に依つて點火すると、茲に生じた火焰は、夫々その氣體の種類組成に従つて種々の速度を以て傳播して行く。その速度は小は1秒間に數メートルから、大は數千メートルに及ぶものがある。斯くの如き高速度を以て傳播する火焰の存在する事は1881年既に Berthelot-Vieille や Mallard-Le Chatelier 等に依つて發見された處である。

この高速度火焰の中、音波の速度 (330m/sec) を超過するものを便宜上爆發波或は爆轟波 (Explosion wave or Detonation wave) と呼んで居るが、その性質に關し、數多の物質に就て詳細なる研究が Dixon に依つて行はれた<sup>1)</sup>。その結果爆轟波の傳播速度の通性として次の如きものが擧げられた。

- 1) 爆轟波の速度は、内徑數 mm 以上の管では管の内徑に無關係である。
- 2) 混合氣體の最初の溫度、壓力に依つて餘り影響されぬ。
- 3) 火焰の後方の條件には關係がない、即ち管端が開放されて居ても密閉されて居ても、又點火が他の焰に依つて行はれても、電氣火花でも亦爆藥に依つて行はれても後の傳播速度に影響はない。
- 4) 速度は主として氣體の種類と組成に依つて定まる。

但しこの爆轟波の成立する迄の時間や距離は、最初の氣壓、溫度、管の内徑、氣體の種類及び組成、點火法、點火の位置、等に依つて著しく影響を受けるものである。

Dixon<sup>2)</sup> に依つて得られた爆轟波の速度の主なるものを示すと次表の如くである。但しこれ

第 一 表  
(爆轟波の傳播速度)

H + O <sub>2</sub>	3532 m/sec
H + Cl <sub>2</sub>	1765
CO + O <sub>2</sub>	1135
C <sub>2</sub> N <sub>2</sub> + O <sub>2</sub>	2728
CH <sub>4</sub> + O <sub>2</sub>	2513
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> + O <sub>2</sub>	2559
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + O <sub>2</sub>	2941
NH <sub>3</sub> + O <sub>2</sub>	2390
H <sub>2</sub> + N <sub>2</sub> O	>2732
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + N <sub>2</sub> O	2580
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + NC	2850
O <sub>2</sub> H <sub>2</sub> + O <sub>2</sub>	2363
CS <sub>2</sub> + O <sub>2</sub>	1802

は約100米を傳播する火焰の速度を電氣的に測定したものである。

その後 Rieman (1860) Hugoniot (1888)等の流體力學的方法を用ひ、Chapman (1899) 及び Jouget (1905)等はこの高速度傳播現象の恒常性を各物質の物理量の一種として取扱ひ、之と反應物質個々の物理的性質との關係を理論的に求めんとした。彼等は先づこの現象を流體中を傳播する波動現象と考へ音波に對すると同様な考へ方で之を解析し様としたのである。その後、Becker<sup>3)</sup>、Wendlandt<sup>4)</sup>、及 B. Lewis<sup>5)</sup> 等に依つてこの理論が發展されて現在の處、爆轟波の傳播理論の主流を形成して居るので次にその概要を述べる。

## 〔II〕 爆轟波の傳播の理論

氣壓  $P_1$ ; 密度  $\rho_1$ ; 比體積  $v_1$ ; 單位體積中のモル數  $n_1$ ; 速度  $u_1$ ; 温度  $T_1$ ; 内部エネルギー  $E_1$  なる (I) の状態の氣體が化學變化に依つて、夫々  $P_2$ ,  $\rho_2$ ,  $v_2$ ,  $u_2$ ,  $T_2$ ,  $E_2$  なる (II) の状態になり得るとし、今、この二つの状態の境界線が  $D$  なる速度で移動する場合を考へる。この境界平面を  $AA$  とし、之に近い平行平面  $BB$  を (II) の側に考へる。今、 $A$  面が (I) の方に進行する代りに、これが靜止して、(I) の方が  $[AA]$  の方向に運動し  $A$  面で (II) の状態に變化するものと考えたと定常状態に於て、 $A$ ,  $B$  各面の單位面積を通過する氣體の質量は一定である筈であるから

$$\frac{u_1}{v_1} = \frac{u_2}{v_2} \quad \dots\dots\dots (1)$$

この二つの部分の運動量の差は兩部の氣壓の差に等しと置き得るから結局

$$\frac{u_1^2}{v_1} + p_1 = \frac{u_2^2}{v_2} + p_2 \quad \dots\dots\dots (2)$$

又兩部分の總エネルギーに關しては Bernoulli の定理に従つて

$$E_1 + \frac{u_1^2}{2} + P_1 v_1 = E_2 + \frac{u_2^2}{2} + P_2 v_2 \quad \dots\dots\dots (3)$$

而して氣體法則に従つて

$$\left. \begin{array}{l} P_1 v_1 = n_1 R T_1 \\ P_2 v_2 = n_2 R T_2 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

又 (I) と (II) との内部エネルギーの變化に關して

$$E_2 - E_1 = \bar{C}_v (T_2 - T_1) - Q \quad \dots\dots\dots (5)$$

但し  $\bar{C}_v$  は平均の熱容量、 $Q$  は反應熱である。この五式から靜止する (I) なる状態の氣體中を走る  $A$  面の速度  $D$  (爆轟波の傳播速度)、即ち  $A$  面が靜止すると考へた時の (I) の速度  $u_1$  を求めんとするのである。

(1) 及び (2) より

$$\frac{u_1^2}{v_1} = \frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2} = - \left( \frac{dp_2}{dv_2} \right)_{nd} = \frac{\gamma_2 p_2}{v_2} \quad \dots\dots\dots (6)$$

但し  $\left( \frac{dp_2}{dv_2} \right)_{nd}$  は (II) の斷熱的壓縮率で、 $\gamma$  は (II) 状態の氣體に關する比熱の比即  $C_p/C_v$  である。従つて (6) より

$$D = u_1 = v_1 \sqrt{\frac{\gamma_2 p_2}{v_2}} = \frac{v_1}{v_2} \sqrt{\gamma_2 p_2 v_2} = \frac{v_1}{v_2} \sqrt{\gamma_2 n_2 R T_2} \quad \dots\dots\dots (7)$$

これ即ち、求むる爆轟波の速度  $D$  を與へる關係であつて、最後の式の根號内は (II) 状態の氣中を走る音波の速度に相當するもので、 $D$  はそれに  $\frac{v_1}{v_2}$  を乗じたもので表される事になる。この  $\frac{v_1}{v_2}$  を求める爲に (2) 式に (1) なる關係を用ひて、變形し

$$\frac{u_1^2}{v_1} + p_1 = \frac{u_1^2}{v_1} v_2 + p_2$$

之に (6) を代入して

$$\frac{\gamma_2 p_2}{v_2} v_1 + p_1 = \frac{\gamma_2 p_2}{v_2} v_2 + p_2$$

即ち之と(4)とから

$$\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2 - \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)\frac{v_1}{v_2} + \frac{n_1 T_1}{T_2 n_2 T_2} = 0 \quad (8)$$

(1)(6)より

$$\frac{u_1^2 - u_2^2}{v_1^2 - v_2^2} = \frac{u_1^2}{v_1^2} = \frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}$$

$$\therefore u_1^2 - u_2^2 = (p_2 - p_1)(v_1 + v_2) \quad (9)$$

而して(3)より

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{1}{2}(u_1^2 - u_2^2) + (p_1 v_1 - p_2 v_2)$$

之に(9)を代入して

$$\Delta E = \frac{1}{2}(p_1 - p_2)(v_1 - v_2) \quad (10)$$

(10)と(4)(5)より

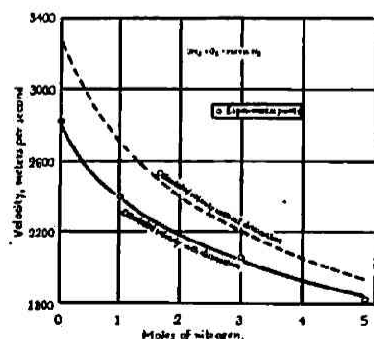
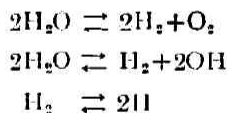
$$C_v(T_2 - T_1) - Q - \frac{R}{2}\left(\frac{v_1}{v_2} - 1\right)(n_2 T_2 + n_1 T_1 \frac{v_2}{v_1}) = 0 \quad (11)$$

又(4)から

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1 n_2 T_2}{v_2 n_1 T_1} \quad (12)$$

之等の關係を用ひて  $T_2$ ,  $P_2$ ,  $D$  を求め様とするのであるが、先づ任意の溫度  $T_2$  を撰び、之に對應する  $r_2$  を反應物質に就て求め、この  $T_2$  と  $r_2$  の値を(8)に代入して  $\frac{v_1}{v_2}$  の値を計算する。而して之等の  $\frac{v_1}{v_2}$ ,  $T_2$  が(11)を充たす迄  $T_2$  を trial and error の方法で加減する。茲に實驗に用ひる物質に關して  $p_1$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $T_1$ ,  $C_v$ ,  $Q$  等の値は既知の事とする。斯くして  $\frac{v_1}{v_2}$  を知れば(7)に依つて  $D$  が求められ、(12)に依つて  $p_2$  が求められるわけである。

Lewis は  $(2H_2 + O_2)$  に就て、各種の組成をとつて計算した結果この儘では實驗値と計算値との不一致が相當大きいので、これを爆轟波中に於て



第 2 圖

第 二 表

組 成	$P_2$ atm.	$T_2$ °K	傳 播 速 度 m/sec.	
			理論値	實驗値
$(2H_2 + O_2)$	18.05	3583	2806	2819
" + $10_2$	17.4	3390	2302	2314
" + $30_2$	15.3	2970	1925	1922
" + $60_2$	14.13	2620	1732	1700
" + $1N_2$	17.37	3367	2378	2407
" + $3N_2$	15.63	3003	2033	2055
" + $5N_2$	14.39	2685	1850	1822
" + $2H_2$	17.25	3314	3354	3273
" + $4H_2$	15.97	2976	3627	3527
" + $6H_2$	14.18	2650	3749	3532

\* Dixon, Phil. Trans. Roy Soc. A, 184, 97, 1893,  
Paymanand Valls, J. Chem. 300, 420, 1923



てこの第二項目は燃焼ガス中の音波の速度に外ならぬ。

従つて若し、爆轟波の先端に引續いて膨脹波が形成された場合にはこれは、この部分の速度  $w$  と音速との和で火焰を追かける事になるから、JB 間の D は存在し難いわけである。爆轟波が形成されても膨脹波(稀薄層)の爲に弱められるからである。

次に、A から GJB 上に於て  $\angle a$  なる方向には、B 及 C の二點が對應するのであるが、B に於けるエントロピーは常に C より大となる<sup>3)</sup>。従つて A から B, C 二つの中統計力學的に C の状態はとり難く B の方向に向ひ易いわけである。而もその TB 上の状態は膨脹波に依つて減速される爲に結局、J 點に落ちつき、この状態で持続されると云ふのが一番安定であると云ふ事になる。

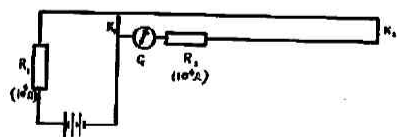
要するに Hugoniot 曲線に於て A→J なる断熱變化の持続状態が所謂爆轟波に外ならぬと云ふのである。併し乍ら斯る特殊な場合に對して氣體法則がその儘適用出来るかどうかと云ふ事は、當然問題になる處であらう。

### 〔III〕 爆轟波傳播速度の測定

上述の理論に依つて爆轟波の定常状態が成立したものと假定した時、流體力學的に要求する條件から、爆轟波の傳播速度が導かれると云ふのであるが、これには爆轟波の傳播現象が、定常性即ち連續性のものであると云ふ假定が根本に含まれて居るのであつて、茲に考へられて居る爆轟波とは第一表に示された様な、1秒間何千米で進行すると云ふ性質のみに着眼したものであつて、之に伴つて起る他の現象は度外視されて居るわけである。

然らば之等の理論の焦點となつて居る爆轟波の傳播速度なるものは實際如何なる方法を以て測定されたものであらうか。之には大別して二種の方法がある。(A) 一つは爆轟波が或一定距離の間を通過する時間を測定する方法で、これは普通電氣的に行はれる。(B) 今一つは水平に動く爆轟波の火焰の先端の動きを垂直に一定速度で動く寫眞フィルム上に撮影して、フィルム上に現れる像の傾斜から傳播速度を計算するのである。前者に於ては長距離の傳播状態の總平均が求められるのが特長で、後者では局部的な比較的短距離しか測定出来ないが、部分的變化、發光の強さ火焰の形状等、前者では全然窺ふ事の出来ない半面が速度の測定と同時に行ひ得る點に於て特長がある。Dixon の行つた最初の實驗<sup>2)</sup> に於ては (A) の方法が用ひられ、次の實驗<sup>3)</sup> に於ては (B) の方法が用ひられた。その後 Wendlandt は (A) の方法に依つて ( $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ ) の爆轟波の速度を研究し、(B) の方法は Campbell, Payman, Wheeler 等に依つて繼承された。以下にその實驗方法及びその結果の大略を述べる。

#### (A) 電氣的測定法 (Wendlandt の研究)



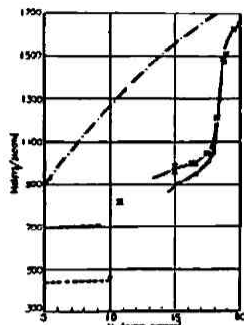
第 4 圖

第四圖の様な電氣的配線に於て、爆轟波の進路に  $K_1$  及び  $K_2$  なる部分を挿入し、この部分をアルミニウム線にして、火焰が通過する瞬間に切斷される様にして置く。先づ圖の様な状態に於ては、電流は上として  $R_1$ ,  $K_1$  を通り、高抵抗  $R_2$  を含む回路は殆ど流れない。こ

の時左方から火焰が傳播して來て  $K_1$  を切斷すると電流は  $R_1 K_2 R_2 G$  を通る事になり  $K_2$  が切斷される迄續くわけである。従つてこの間に流れた總電氣量をバリスチックガルバ G で測定すれば、 $R_1 K_2 R_2 G$  回路を單位時間に流れる電氣量は既知の値であるから、逆に電流の通じて居た時間  $t$  がわかり、従つて  $K_1 K_2$  の間隔  $l$  がわかつて居ればこの間を通過した火焰の速度が計算されるわけである。而して、この時観測された火焰の速度が定常状態に在るや否や

は  $K_1$ ,  $K_2$  間の距離や位置を變じて觀測する事に依つて確められる。

斯くの如き方法に依つて, Wendlandt は, ( $H_2$ +空氣) や ( $CO$ +空氣或は  $O_2$ ) 中に爆轟波の成立する爲には,  $H_2$  や  $CO$  の濃度に限界がある事を認めた。即ちこの限界濃度以下では發火は起るが, 爆轟波にはならないのである。第五圖は ( $H_2$ +空氣) に就て得られた傳播速度曲線で  $H_2$  が 18% 附近になると急に速度が低下して居る事がわかる。同圖上方の破線は前述の理論(解離平衡を考へぬ場合)から計算された速度曲線である。



第 5 圖

### 〔B〕寫眞に依る火焰傳播に関する研究

圓管内を走る火焰の寫眞に依る研究は 1883 年既に Le Chatelier-Mallard に依つて行はれ, ( $CS_2$ + $O_2$ ) が特に Detonation を起し易いと云ふ事實が指摘されて居る。其後 Dixon に依つてこの研究は續行され 1903 年その總括的研究結果が報告された。之等は圓管内を走る火焰の先端部を廻轉フィルム上に撮影しその寫眞から火焰の傳播速度の測定及びその他の性質を考察せんとするものであつて, その結果から (1) 火花に依つて點火された火焰は圓管内に於て次第に加速される事 (2) この速度が途中から不連続的に増大して一定の高速度傳播狀態所謂 Detonation wave を生ずる事, (3) この時間時に後方に向つても亦爆發波 (Retonation wave) が發せられる等の事實の確認及び, (4) この様な不連続現象は火花からの音波と火焰との相互作用に依ると云ふ推定等が行はれた。

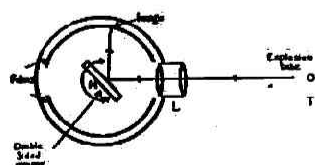
其後尙引續きこの種の研究は主として英國に於て行はれ現在に及んで居るのであるが, その主流をなすものとして, Wheeler 及 Payman 二派の研究を擧げる事が出来る。

次にこれらの人々に依つて最近約十年間に發表された結果の概要を述べる。

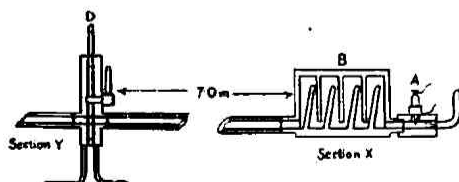
### i) 廻轉鏡法 (Bone-Fraser-Wheeler<sup>10)</sup> の研究)

Wheeler 等は 1930 年頃迄は Dixon が用ひた廻轉フィルム式の撮影法を採用し, そのフィルムの廻轉速度は 190m/sec の程度にする事に依つて Dixon に比し遙に分解能を擴大して, 低速度火焰から高速度火焰即ち Detonation の發生する時に焰の先端部に現れる不連続部分の觀察を試みて居たが, その後, 觀測方法を全然改造してカメラの分解能を極度に高める工夫をした。

Fraser の廻轉鏡カメラ, 從來の廻轉フィルム型を廢して, 火焰の像を廻轉する鏡の軸上に投射し, その反射光線が靜止フィルム上に投影される様にした。(第六圖)即ち, 水平に保たれた



第 6 圖



第 7 圖

た反應管 (T) 中を走る火焰から發する光はレンズ L を通して, 不銹鋼製鏡 M の廻轉軸上に投影される, この鏡は兩面共光學的平面に研磨され, 大さは 4×6 inch, 重さ 8.5 lb で, 4H.P. のモーターで 30,000 r.p.m. の速度で廻轉される。空氣の抵抗を避ける爲にカメラ内は排氣される様になつて居る。従つて, フィルム上に投射される火焰像は鏡の二倍の速度で廻轉されてフィルム上を 1 秒間 1000m の速度で走る事になる。



反應管 Wheeler 等が觀察せんとする Detonation は火花と共に、即座に起るものではない。普通の圓管ならば火花點火から相當長距離(數米に及ぶ)を経なければ Detonation にならない。特に  $(CO+O_2)$  ではこの Predetonation の期間が長い。併し乍ら、經驗的にこの距離は色々の方法で短縮出来る。例へば

- 1) 圓管内に障害物を置く事
- 2) 爆藥に依つて點火する事
- 3) 火花電極附近に  $(2H_2+O_2)$  を注入する事

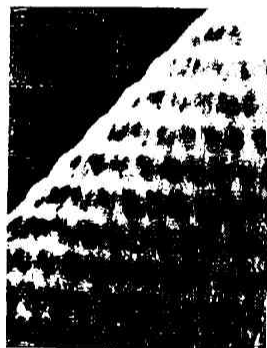
等の方法が用ひられる。Wheeler 等はこの目的に對して第七圖 B の如き迷宮狀の Detonation Box を用ひその上尙、銅管 7m を經てから、觀測用反應管へ入る様にしたのである。これは觀測部分では確實に Detonation が成立させる爲の準備であるが、Dixon が曾て (1883) Detonation wave の速度の測定に用ひた装置には、この準備部が短い (3m) から、場合に依つては、Predetonation の部分迄が勘定に入つて居る恐れがある。(尤も  $(2H_2+O_2)$  の如きものはこの Predetonation period が短いからこの恐れは少い。) 反應氣體は主として一氣壓の  $(2CO+O_2)$  で水蒸氣で飽和したものをを用ひた。

#### 爆轟波の一般的性質

(a) 火焰尖端の不連続性 火焰が反應氣體中を一定速度で傳播するものならばその寫眞圖



第 8 圖

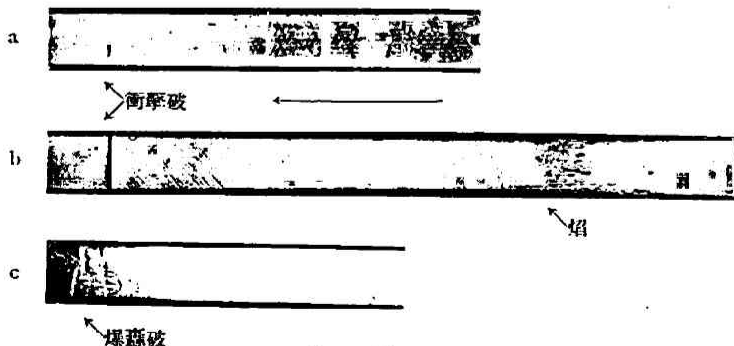


第 9 圖

はこの場合フィルムに對して一定の角度をなして傾斜する直線を示す可き筈である。然るに Wheeler の得た寫眞は、第八圖の如く、明瞭な不連続性を示して居る。これは換言すれば右方から進行する火焰より尙前方に於て自己發火が起り前方と後方に向つて新しい焰が發射されたと云ふ意味になる。この種の不連続性はこの時迄の研究の際にも Dixon, Campbell, Weeler 等に依つて認められては居たのであるが、一

層明瞭になつたのである。

この現象の説明としては、火焰の前方が何等かの影響で急熱された爲であらうと云ふ考への下に Wheeler 等は火焰の尖端或は内部から、音波の様な氣體の壓縮波が發射されるの



第 10 圖

であらうと考へた。そこで音波撮影法的一種である Dvòrak の陰影寫眞法に依つて、(氣相の密度の不均一に依る屈折率の相違する部分を火花に依つて照射してその影を撮影する)上の焰



の不連続部分を撮影して第十圖の如きものを得た。即ち、明かに火焰前方の氣相中に粗密波が進行して居るのが認められたのである。且つ、この粗密波の速度は次第に減衰して後方の火焰との間隔は短縮されて行くのであるが兩者合致する前に（兩者の間隔6.5cm.）突然粗密波部分から發火する事もわかつた。

そこで Wheeler 等はこの粗密波は火焰中から發射された衝撃波でこれは音波と同じく氣相中に壓縮部と膨脹部を生じつゝ進行して行くがその速度は次第に減衰し、これが火焰と近附くとその焰からの輻射と壓縮の爲に火焰前方部の溫度が急に上昇して、茲に自己發火を起すのであると解釋したのである。之に依つて衝撃波の存在は確認されたわけであるが、併しこの方法では衝撃波の性質の詳細な研究には不適當である。之に關しては後述の Payman の Schlieren 法の方が便利である。

(b) **Spinning Detonation** 第八圖に示された様な自己發火に依つて生じた爆轟波は始めは3260m/sec に達する高速度を示すがすぐ減衰して1900~1760m/sec 程度になる。 $(2\text{CO} + \text{O}_2)$  中では 1760 m/sec の程度のものが最も安定で永続性があるのであるが、この安定状態になると同時にその尖端部の圖形が波形を畫き、且つ後方に向つて縞狀の水平線が現れる。この現象は Campbell-Woodhead-Finch<sup>7)</sup> 等に依つて發見され、これは火焰先端部が直線進行をするのではなくて、管中を螺旋狀に進行する結果である事が確められたのである。而してその螺旋のピッチ  $p$  は大體その管の太さ  $d$  に比例する ( $p/d \approx 3$ ) 事がわかつた。今この第八圖左端に續く火焰の寫眞を示すと第九圖の如くなつた。之に依ると今迄水平線と見られて居た明るい部分は實は火焰先端から斷續的に發射される二本の前方及び後方に向ふ輝線の集合の結果としてその交點が集つて水平線を構成する事が明瞭となつたのである。（これは Dixon の寫眞にも既に現れて居る）茲に現れる火焰先端部の示す波形が、上述の如く焰端の旋回進行を意味するものとすれば、その半廻轉に一回宛二本の輝線を發射して居る事になる。Wheeler 等は之を焰の螺旋進行が半廻轉する毎にその中に包まれる未燃焼部分が發火するのであると解釋して居る。そして斯くの如く焰端の旋回運動を伴ふものを Spinning Detonation と名付けて居る。

(c) **旋回爆轟と反應管の太さとの關係** 反應管の直線進行速度は管の太さ  $d$  が約3mm から30mm に至る迄餘り變化はないのであるが旋回数  $f$  は太さ  $d$  に逆比例し増大する（第四表）

第 四 表

	Exp. NO	d mm (管徑)	P mm (ピッチ)	p/d	f/sec (旋回数)	火焰速度 (m/sec)	
						(直進速度)	(螺旋狀速度)
$2\text{CO} + \text{O}_2$	i	3.62	11.0	3.28	143,000	1760	2440
	ii	4.15	13.4	3.23	132,000	1760	2460
	iii	12.8	38.4	3.00	44,300	1720	2400
	iv	13.0	39.5	3.04	44,300	1750	2515
	v	15.2	44.0	2.90	39,800	1750	2580
$3\text{CO} + \text{O}_2$	vi	25.4	75.0	2.95	23,900	1795	2620
	vii	25.5	80.0	3.15	23,400	1870	2640
$\text{CO} + \text{N}_2\text{O}$	viii	12.8	38.0	2.97	45,000	1715	2500

$d$  が約 3 mm 以下

では爆轟波は抑制されて了ふ。第十一圖はこの  $d$  の臨界値に近い3.63mm の管中の爆轟波の進行状況である。茲には最早旋回進行が現れて居ないで、間歇的に自己發火が起つて居る

のが見られる。而して之と同時に後方に向つて Retention が發射されるのは前述の通りであるが一方前進速度は促進→減衰→自己發火→促進を繰返へし乍ら進行するのである。Wheeler



第 11 圖



第 12 圖

(a)  
d=4mm  
(b)  
d=12mm

等は之に對しても自己發火の起るのは焰からの衝撃波と焰との相互作用に依るものと説明して居る。この間歇的自己發火の間隔は約80 cm位である。管の太さが4mm 程度から旋回進行が明瞭になる。(第十二圖 a では d=4.15mm b は d=12.8mm)

これらの火焰の旋回現象が氣體全體の運動ならば反應管を三角にしたり四角にしたり形を變へると旋回数に影響を及ぼす可きであるが、實驗の結果は形の影響は餘り著しくはなかつた。此から考へると焰端の旋回は反應が螺旋狀に進行するのであつて氣體全體が旋回して居るのではなさ相である。

(d) 不活性部分の影響 爆轟波の進行が、上述の様な衝撃波と焰との分離と結合の繰返へして續行されるものとする、反應管の途中に  $N_2$  の様な不活性物質の層を介在せしめた時には、衝撃波はこの部分でも通過するが火焰の部分は少く共進行が阻止されるであらうと豫想される。従てこの部分で火焰の進行状態が著しく影響を受ける事と期待される。結果は第

第 五 表

$N_2$ 間隙 開放時間 sec.	$N_2$ 間隙 前の速度 m/sec	$N_2$ 間隙後 10 cm の 平均速度 m/sec	$N_2$ 間隙 後最低速 度 m/sec	$N_2$ 間隙 形再爆轟 迄の時間 milli-sec	再爆轟波 の速度 m/sec
5	1800	890	715	1.4	1790
7.5	1780	1210	845	3.0	1780
10	1795	1600	860	1.6	1785
60	1790	1800			

五表に示す如く、大體豫想通りこの部分で火焰の進行速度が著しく低下し相當距離離れてから再び爆轟波が成立する事が認められた。但し  $N_2$  層と爆發氣體との境界部分の蓋を開いてから火焰の通過する迄の時間が長くなると  $N_2$  が擴散するからこの影響が消失する事は當然の事と思はれる。因に

$N_2$  層は  $\frac{1}{4}$  ~ 1 inch の程度で勿論一氣壓に調節されて居る。

比較の爲に  $(2H_2+O_2)$  に就て行つて見るとこの  $N_2$  層は傳播速度に對して何の影響も示さなかつた。之等の結果は、 $(2CO+O_2)$  では衝撃波と火焰から離し易いが、 $(2H_2+O_2)$  では兩者が分離し難い事を意味する事になる。

(e) 爆轟波の速度と水分 1893年 Dixon は種々の爆發性氣體中の爆轟波を測定 (100 m の鉛管內を走る時間の測定) して居るが、その結果  $(2CO+O_2)$  では乾燥すると速度が減る事を

第六表 (Dixon: 1893)

	$H_2O$ %	平均速度 m/sec
Well dried.....	—	1264
Dried .....	—	1305
Saturated at 10° .....	1.2	1676
"    20° .....	2.3	1708
"    28° .....	3.7	1713
"    35° .....	5.6	1736
"    45° .....	9.7	1693
"    55° .....	14.6	1666

報告して居る(第六表)。併し、この時用ひられた Predetonation tube の長さが3m しかないから、確實に爆轟波が成立するのには不充分である。

そこで水蒸気で飽和した  $(2CO+O_2)$  中で前の如く爆轟波 (1760m/sec) を起しておいて之を乾燥した  $(2CO+O_2)$  部に傳播させて速度の變化を測つて見ると却て増大する (1802 m/sec) 事がわかつた。Predetonation を乾燥した  $(2CO+O_2)$  中で起せば平均速

度は一層早くなるのである。且つこの時發光度も濕つたものより強くなるのである。

即ち、これで見ると水蒸氣は却て爆轟波の進行に對しては抑制的に作用して居る事になる。但し火花點火後爆轟波の成立迄の時間は乾燥する程長引く傾向が認められる。

(f) (6)  $(2\text{CO} + \text{O}_2)$  に  $(2\text{H}_2 + \text{O}_2)$  の添加の影響  $(2\text{CO} + \text{O}_2 + \text{飽和水蒸氣})$  に  $(2\text{H}_2 + \text{O}_2)$  を少し宛添加して行くと、火焰端の旋回数が次第に増大し終に數へられない程になり、前進速度は少し宛増加の傾向が認められる。(第七表)

第七表

	$2\text{CO} + \text{O}_2$ + x( $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ )	% $\text{H}_2$	旋回数 f/sec	火焰 直進速度 m/sec
i	0	0	44,000	1760
ii	$\frac{1}{10}$	0.1	44,000	1760
iii	$\frac{1}{100}$	0.3	44,500	1760
iv	$\frac{1}{1000}$	1.0	46,000	1790
v	$\frac{1}{10000}$	2.0	46,500	1790
vi	$\frac{1}{100000}$	4.0	125,000	1795
vii	$\frac{1}{1000000}$	8.0	170,000	1900
viii	$\frac{1}{10000000}$	21.9	—	2123
ix	1	32.0	—	2130
x	2	43.9	—	2410
xi	$\infty$	66.6	—	2810

(g) 爆轟波に對する磁場及び電場の影響

火焰の電氣傳導性に就ては古くから知られて居る處で火焰中に正負イオンの存在する事を示すものである。

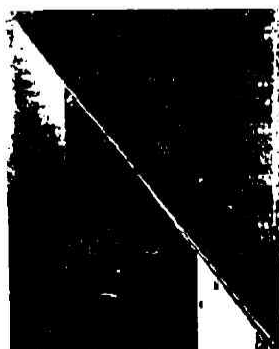
曾て(1909) J. J. Thomson はその講演に於て火焰中の電子の存在に注意し、爆轟波の進行に對して磁場電場の影響のある可き事を暗示した事がある。そこで早速 Dixon は Campbell 等と共に(1914)實驗を試みた。即ち、 $(2\text{H}_2 + \text{O}_2)$ 、 $(2\text{CO} + \text{O}_2)$ 、 $(\text{C}_2\text{H}_2 + 5\text{O}_2)$ 、 $(\text{C}_2\text{N}_2 + \text{O}_2 + \text{N}_2)$  及び  $(\text{CS}_2 + 3\text{O}_2)$  等に就て、40 m/sec の廻轉フィルム法に依り、10,000 Gauss の磁場、(磁場の幅17cm) に於てそれらの速度を観察したのであるが、そ

の影響は認める事は出来なかつたのである。

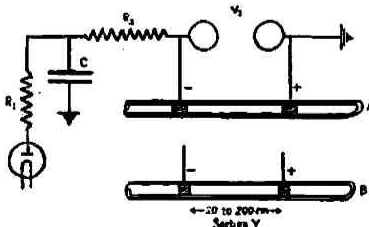
併し其他の研究者<sup>8)</sup>に依て比較的低速度の火焰に就ては磁場電場の影響のある事が認められたので爆轟波に對する實驗が更に強大な磁場の下に試みられたのである。

そこで Cockcroft の設計に倣ひ、220V 1000A の強電源に依て35000 Gauss の磁場を反應管に對して直角に作用させて見た處が、Dixon の場合と同じく何の影響も認められなかつた。そこで今度は反應管にソレノイドコイルを巻いて、反應管と共軸の磁場を與へて見た。その結果、始めて磁場の影響が少しく現れたのである。(第十三圖)。(磁場の強さは22000~35000 Gauss)。

次に第十四圖の如き配線で電場の影響を見ると、500~10000 V/cm 程度の電位傾度、電極間距離10~200cm (電極は管壁に銀メッキを1cmの長さに施したものを用いた)と云ふ状態に於て電極の位置が火焰の進行方向に對して+→-の配置の下には陰極の近くで少し速度が大に



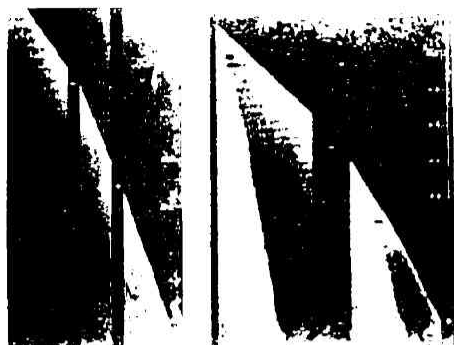
第 13 圖  
Effect of Magnetic Field



第 14 圖

なる程度(1760→1790m/sec)で大した變化は認められなかつたが、-→+の如き電極配置に於ては著しく爆轟波の進行は阻害され旋回も消失する事が認められた。(第十五圖)(1790→982m/sec)。

即ち+イオンが引留めら



第15圖 Effect of Electric Field

ある現象と思はれる。

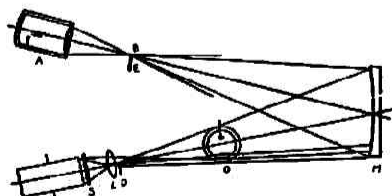
要するに之等の研究に依て、爆轟波の先端に(1)不連続現象が現れる事、(2)焰端が旋回進行をする事、(3)衝撃波が発生して居る事、(4)磁場電場の影響がある事、等の諸事實が確認されたわけである。

之に依て、何故焰端が旋回せねばならぬか、衝撃波は何處から発生するか、又その火焰に對する作用如何、等の問題が提供された事になる。この中衝撃波の性質に關しては、Payman がこの十年來續けて居る Schlieren 法に依る研究が最も優秀な結果を示して居るので、次にその概要を述べる。

## ii) 迴轉フィルムシュリーレン法 (Payman)

古くから炭坑内の爆発事故の誘因の一つとして爆破用の火薬の爆発に依て生ずる衝撃波が考へられて居る。この衝撃波とは一種の音波の如く、空氣の粗密波と考へられるもので従てその爲に生ずる空氣の密度の不連続部分が寫眞に撮影され得るわけで、前述の Wheeler 等の得た寫眞もその一つであるが、この方法は瞬間寫眞であつて、その連続的な運動狀態を觀察するには不便である。Payman 等は十年前この衝撃波の動きを Schlieren 法に依て明瞭に撮影する事に成功して以來、之を銃丸の飛行狀態に作ふ氣流の運動、及び氣體の爆発等に應用し、所謂衝撃波なるものゝ詳細なる研究を行ふ事が出来る様になつて來た。今その中氣體爆発に關するものゝみを撰び<sup>10)</sup> 概要を述べる。

Schlieren 法裝置<sup>10)</sup> 第十六圖に於て弧光燈 A からの光を B に集中し、茲に第一のスクリー



第 16 圖

ーン E を置く。茲から發散する光を M なる凹面鏡(不銹鋼鐵製、徑46cm 曲率半徑2.6m)に受けて之を寫眞機の對物レンズ L の直前に收斂させる。而してそのレン



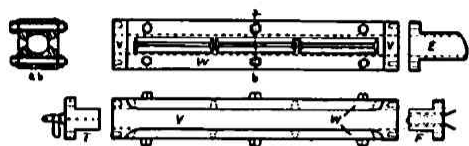
第 17 圖

ズの前面には半圓形の膜 D で遮蔽を施す。然る時は M 上の

各點からの光線は L を通過して居るわけであるが、D の爲にその量が半減されて居る事になる。茲に於て D と M の間に、媒質より密度の高い物質 O が介在すると屈折率の差の爲、一面に於て、D に依て妨げられる可き光線が、L に入ると同時に、その反對側に於て L を通過す可き光線が D で遮られる事になつて、結局僅かの屈折率の差のある物質と媒質との境界

面が一方から強く照らされたと同様の結果になり、廻轉カメラの焦點を O に合せておけばコントラストの強い像が得られるわけである。この装置の側面圖を示すと第十七圖の様である。この場合、密度が媒質より大なる時と小なる時とでは寫眞上の黒白は逆になる。又不均一面の進行方向に依つても逆になる。(このカメラの事を Wave Speed Camera と名付けて居る。)

**反應管** 爆發を起さす可き容器は、鋼鐵製の角柱を内徑2.5cm にくりぬいた(第十八圖)圓筒



第 18 圖

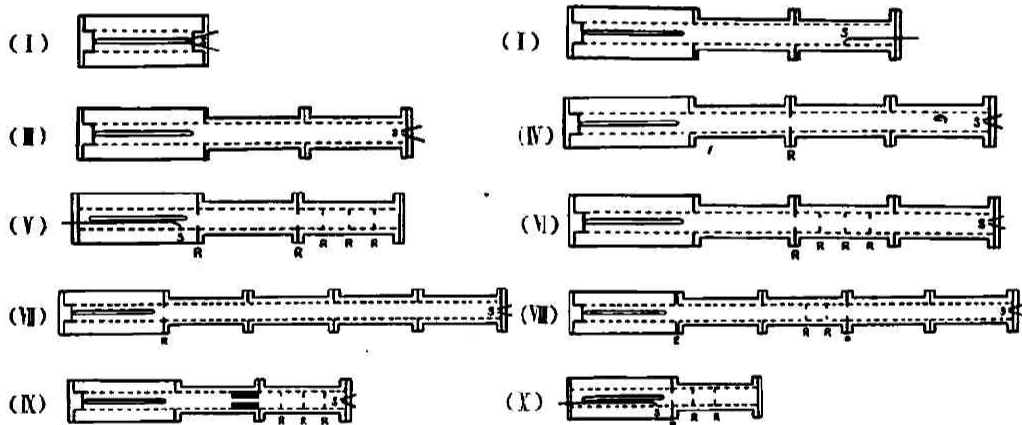
状のものを用ひ、中央から眞二つに縦斷出来る様になつて居る。而して弧光燈よりの光を通過する爲に幅 4mm 長さ 30cm の窓が明けられ、内部から薄いセロファン紙が張りつけてある。一氣壓の下に起る爆發波に依つて、このセロ

ファン紙は焼けも、破れもせぬと云ふ事である。

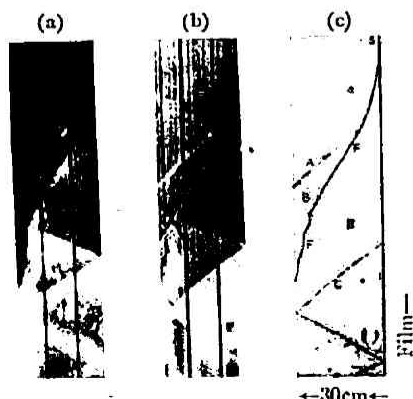
観測は皆この窓のある部分丈であるが、爆發波の性質を種々調節する爲に、同様な反應管を連結して長さを變へたり、點火用火花の位置を變へたり、又中途に障害物を挿入させたりする事が出来る様になつて居る。(第十九圖参照)

### 實驗成績

**衝擊波の發生** 先づ第十九圖(I)の如き反應容器を用ひ、S なる部分で火花に依て點火し



第 19 圖



第 20 圖

た時の  $(C_2H_4 + 5O_2)$  中に起る爆發波の典型的な寫眞を示すと第二十圖の如くである。即ち (i) はレンズ L 直前の遮蔽を除いて撮つた火焰の直接寫眞で、之に遮蔽を施して得た Schlieren 寫眞が (b) で (c) は之を圖示したものである。

即ち S に於て火花が發せられると同時に F なる火焰が發生し次第に運動状態が加速される。Schlieren 寫眞ではこの火焰の先端の運動状態が黒線で畫かれて居る。直接寫眞では火花から後暫く何も見えない爲に、一時は之を火焰發生の誘導期間と考へられた事もあるが、茲には明かに、火花と同時に火焰の發生が認めら



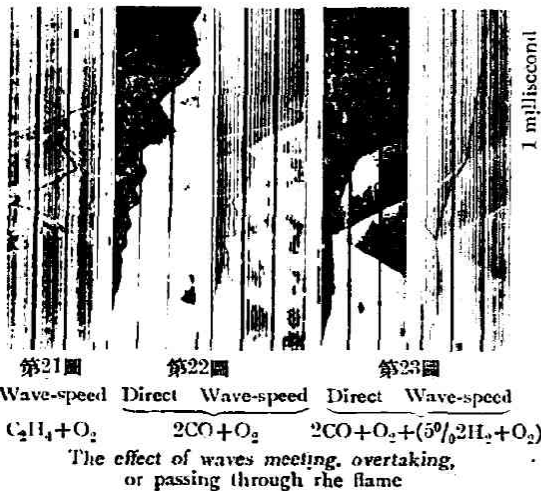
れる。

次に、火焰が加速されて行く中に突然、火焰先端から前方に向つて強い白線 A が射出されて居るのが認められる。これは直接寫眞には全然現れないものであつて、茲では明かに壓縮波として現れ、所謂衝撃波に外ならない。而してこの衝撃波は反應管の左端に於て反射されて又後方に向ひ後から来る火焰と出會して、その進行を阻み、且つその中に侵入して行く。火焰中に侵入した衝撃波に依て又光輝が發せられるのが (a) 圖からもわかる。

曾て Dixon は (a) 圖の如き寫眞に現れる火焰端 F の速度の急に低下する理由を、S から發する火花からの音波に歸した事があるが、この寫眞に依てその考へ方の誤なる事がわかる。即ち S から發する音波は a の如き線で現れる可きであるがそれは全然認められず、且 F の變化は A の反射線との衝突に依るものなる事は明かである。

**衝撃波と火焰の進行** 火焰中より衝撃波の發生する事及びそれが火焰の進行を阻害する傾向のある事は前述の通りであるが更に之を詳しく見る爲に、次の様な實驗を試みた。

〔第二十一圖〕これは第十九圖(III)の如き反應管を用ひ、衝撃波の反射波と火焰先端との衝突を前の場合に比しもつと管端より、前方に起らしめた場合である。この時も明かに衝撃波



の反射波は火焰の進行を著しく阻んで居る。尙この寫眞から、數多の衝撃波が焰端より射出されて居る事がわかる。

〔第二十二圖〕( $2CO + O_2$ ) に就て第十九圖(IV)の如き反應管を用ひた場合であつて、茲に R とあるのは圓輪狀の障害物である。 $(2CO + O_2)$  では前述の如く、斯くの如き障害に依て火焰の速度の促進爆轟波の誘發等が行はれるのである。この時にも火焰端より衝撃波の斷續的發生及びその反射波に依る抑制が明瞭に認められる。

〔第二十三圖〕これは第十九圖の如き容器を用ひ  $[2CO + O_2 + 5\%(2H_2 + O_2)]$  なる組成の氣體に就て試みたもので、火花は觀測窓の右端に近い處で與へられる。この種の點火條件に於ては左方へ行く火焰の速度は比較的小さく、右方へ向つた火焰が早く加速されて、衝撃波を容易に發生し、それが障害物 R から反射波として左方に向つて火焰の後を追ひ、終には火焰を追ひ越すに至る。この時衝撃波は少しく減速されるが、火焰の方は加速される事が示されて居る。

即ち、衝撃波は火焰と衝突すれば之を抑制し、後より追越す時には促進する作用のある事がわかる。

**衝撃波に依る發火** 衝撃波が反應管の末端に衝突して反射する時に、茲に火焰とは獨立に發火する事がある。第二十四圖は第十九圖(V)の反應管中に起るこの自己發火現象を示すものである。直接寫眞に見られる不連續性は、Schlieren 寫眞に明瞭に撮影された衝撃波の舉動に依て容易に理解される處である。衝撃波は斯くの如く反射の直後のみならず後から来る火焰と出會する附近に於ても亦發火を起す。(第二十五圖)



第24圖 第25圖 第26圖

Direct photographs  $2\text{CO} + \text{O}_2$ Wave-speed records  $2\text{CO} + \text{O}_2$ 

Auto-ignition at a closed end



第27圖

Direct photograph



Wave-Speed record

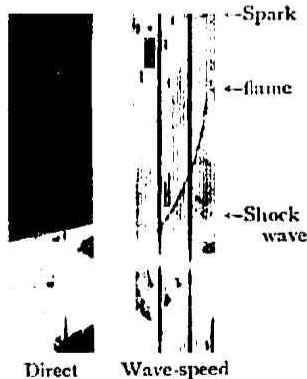
Auto-ignition ahead of the flame  
 $2\text{CO} + \text{O}_2 (+5\% 2\text{H}_2 + \text{O}_2)$ 

第28圖 第29圖 第30圖

 $20\% \text{C}_2\text{H}_4$ 

Direct

Direct

第31圖  
 $18\% \text{C}_2\text{H}_4$ Wave-speed records  
 $20\% \text{C}_2\text{H}_4$  $18\% \text{C}_2\text{H}_4$  $2\text{C}_2\text{H}_4 + 3\text{O}_2$ 

第32圖

火焰直前の發火  
上述の如き衝撃波に依る發火の外に反應管壁に附加した凹所や障害物の爲に、火焰とは獨立な自己發火を起す事がある。例へば第二十六圖は第十九圖(VII)の反應管に現れた現象で“tongue of flame”と呼ばれて居るものである。第二十七圖は第二十六圖と全く同じ反應管(VII)を用ひて居るが、前者は5%の( $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ )を含んだ場合で、この時には斷續的に火焰の前方に發火が認められる。

これらの例は何れも、火焰の速度が音速附近を除き超過して居ない様な場合で、所謂爆轟状態には至つて居ないのであるが $\text{C}_2\text{H}_4$ の如きものはその $\text{O}_2$ に対する割合が18%に達すると容易に爆轟状態に達する。

(第二十八～三十一圖)

何れの場合にも右上端より左下に向ふ火焰から衝撃



波が断続的に發射され、これが管端で反射する時爆轟波が現れて居る。又第二十九圖の如き場合には、衝撃波に依て、直接、火焰前方に爆轟波が誘發されて居る事がわかる。又第三十圖の如く衝撃波の反射波が火焰と衝突する附近で爆轟を起す場合もある。

又長い反應管を用ひて、火焰の後方より衝撃波を送り、これが火焰を追越す時に爆轟を起す事もあり得る。(第三十二圖)わけである。

要するに、之等の研究に依て火焰中より衝撃波なる一種の壓縮波が發射され、これが火焰を抑制したり、促進したり、又火焰と共に或は火焰と獨立に、發火作用を起し條件に依つてこれが爆轟状態を惹起し得る等の事實が確認されたのである。

而してこの衝撃波發生の原因が奈邊にあるかと云ふ事は今の處わからない。

#### [IV] 結 語

Semenoff<sup>11)</sup> が氣體爆發反應に連鎖機構説を導入して以來約10年、この考へ方が一世を風靡して現在の處これが爆發反應の動力學の基本的形式を與へて居る状態であるが、この理論の歸結は、主として比較的低溫低壓に於ける低速度反應や、爆發反應の開始條件にその實驗的根據を求めざるを得ないものであつて、一般に爆發現象が起つてから後の推移に關しては殆ど觸れる事が出来ない。即ち傳播現象と云ふ爆發現象の重要な半面が比較的に閑却されて來た様に見える。

併し災害防止或は爆發壓の利用その他を目標とする様な實用的立場から見ると、この傳播現象が主要問題となり、従つてこの現象の記録觀察に主力が注がれて來たわけである。上に紹介した寫眞的研究は之に屬するものである。而して爆發現象を全面的に考察する爲には、上の兩方面の研究を併せ考へねばならない事は云ふ迄もない處である。

又最初に述べた傳播の理論は主として物理的な立場から導かれたものであるが、尙之に化學的見地から考察されねばならない點が多いと思はれる。出來れば連鎖機構と流體力學との融合が望ましい處である。

昨年本誌上に於て、“火花放電の動力學”<sup>12)</sup> に就て少しく紹介した事があるが、放電現象を一種の電氣化學的爆發反應と見るならば、それに述べた動力學は正しく連鎖機構説に屬するものであつて、その實驗的根據も低電壓低氣壓に於ける放電開始前の現象(暈光放電)の觀察事實に基くものと云ふ事が出来る。従て、これもその傳播形式に對しては寄與する處が少いものであるのは氣體爆發反應に於ける連鎖機構説と同様である。之に對して火花放電の寫眞的研究<sup>13)</sup> はこの弱點を補ふ方向に向つて、その探求の手が伸ばされ、現に動力學的立場からは觸れる事の出來ぬ半面が開拓されつゝある様子である。

要するに爆發現象と火花放電現象は“極めて短時間内に起る氣相電氣化學現象”と云ふ意味に於て、兩者互にその形式に於て酷似する現象であると云ふ事が出来る。(9.2.1939)

#### 文 獻

- |   |   |
|---|---|
| 1) Dixon, <i>Phil. Trans. Roy. Soc. [A]</i> , 184, 97 (1893).                           | 4) Wendlandt, <i>Z. Phys. Chem.</i> , 110, 637 (1924); 116, 227 (1925). |
| 2) Dixon, <i>ibid.</i> [A], 200, 315 (1903).  | 5) B. Lewis & Friauf <i>J. Am. Chem. Soc.</i> , 52, 3905 (1930).        |
| 3) R. Becker, <i>Z. Phys.</i> , 8, 321 (1922); <i>Z. Elektrochem.</i> , 42, 457 (1936). | 6) Bone, Fraser & Wheeler, <i>Phil. Trans. Roy.</i>                     |

- Soc.*, A 235, 29 (1936).
- 7) C. Campbell & Woodhead, *J. Chem. Soc.*, 3010 (1926); 1572 (1927). Campbell. & Fincli. *J. Chem. Soc.*, 2094 (1928).
- 8) Lavrow, *Z. Physik*, 59, 690 (1930); B. Lewis, *J. Am. Chem. Soc.*, 53, 1304 (1930); Bone, Fraser & Wheeler, *Proc. Roy. Soc.*, [A], 132, 1 (1931). 湯本, 理研彙報 8, 131(1929).
- 9) W. Payman, *Proc. Roy. Soc.*, [A], 120, 90 (1928); 132, 200 (1931); 152, 418 (1935); 158, 348 (1937).
- 10) Gawthrop, Shepherd & Perrett, *J. Franklin Inst.*, 211, 67 (1931); *Rev. Sci. Inst.*, 522 (1931).
- 11) Semenov, "Chemical Kinetics and Chain Reactions" (1935).
- 12) 本誌, 12, 紹介, 81 (昭13).
- 13) 中谷, 火花放電近年の研究 (岩波).